

и по величине экспоненциального множителя. Следовательно, параметром, характеризующим неравновесную ионизацию, будет

$$\bar{n} \sim I_0 = A(B-F)(1/\eta^{1,5}-1), \quad (3)$$

где \bar{n} — безразмерная экспериментальная величина, пропорциональная концентрации активных центров. На рис. 4 представлена зависимость температуры самовоспламенения от безразмерной концентрации активных центров \bar{n} . Видно, что температура самовоспламенения независимо от расстояния, скорости потока, температуры на входе обобщается одним параметром \bar{n} , который, по-видимому, и определяет воспламенение.

Поступила в редакцию
27/XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Трушин. III Всесоюзное совещание по теории горения. Т. 1. М., Изд-во АН СССР, 1960.
2. Н. А. Панова, В. Н. Груздев, А. В. Талантов. — В сб.: Горение в потоке. Вып. 1. Казань, 1976.
3. В. Н. Груздев, М. Д. Тавгер, А. В. Талантов. Семинар по электрофизике горения. Тез. докл. Караганда, 1978.
4. Калькот. Вопросы ракетной техники, 1958, 4 (45).
5. Л. А. Гуссак, Е. С. Семенов. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1977.
6. В. Н. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика и механизм газофазных реакций. М., «Наука», 1974.

ОБ УСИЛЕНИИ И МОЩНОСТИ ГДЛ НА СМЕСИ $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—CO—H}_2\text{O—H}_2$

Г. И. Козлов, В. Н. Иванов, И. К. Селезнева

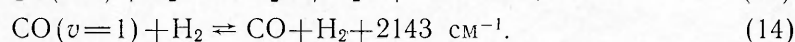
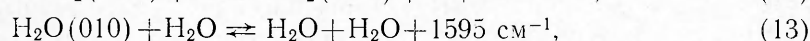
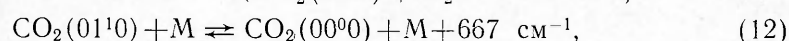
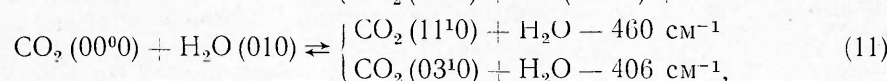
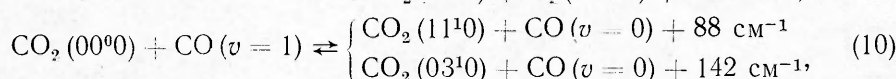
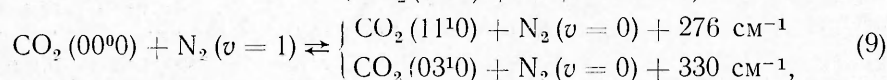
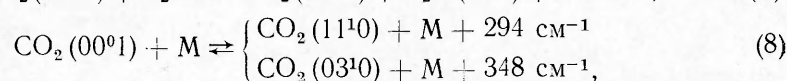
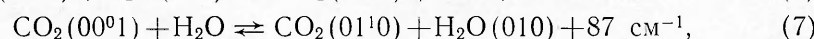
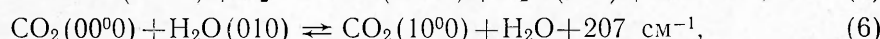
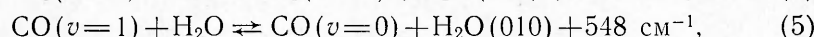
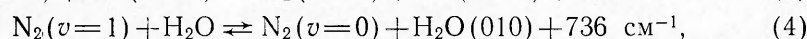
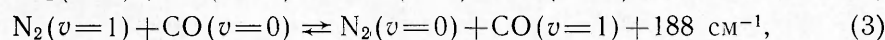
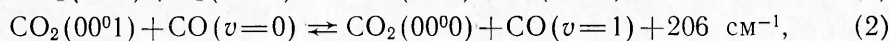
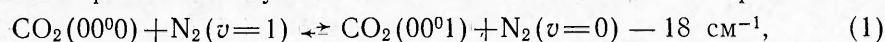
(Москва)

За последнее десятилетие во многих теоретических и экспериментальных работах изучались механизм и кинетика образования инверсной заселенности колебательных уровней молекулы CO_2 в расширяющихся потоках газа. Для рабочих смесей газодинамических лазеров на смесях $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$ и $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—H}_2\text{O}$ проведены подробные исследования зависимостей показателя усиления и мощности генерации от параметров торможения, состава смеси, характерных размеров и формы сопла. Выявлена специфическая роль молекул CO_2 , N_2 , He и H_2O в процессе колебательной релаксации и возникновении инверсной заселенности колебательных уровней CO_2 . В меньшей степени известна роль других примесей, таких, как H_2 , CO и т. д., изучение влияния которых представляет практический интерес в связи с широким использованием в качестве рабочей среды ГДЛ продуктов сгорания углеводородных топлив.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию релаксации пятикомпонентной смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—CO—H}_2\text{O—H}_2$ в расширяющихся потоках без учета возможного изменения состава в результате диссоциации и химических реакций. Проведена оптимизация показателя усиления и мощности ГДЛ по составу смеси, начальным условиям торможения, параметрам сопла и резонатора.

1. В области температур $T \approx 2000$ К, которая и представляет интерес при рассмотрении характеристик газодинамических лазеров на продуктах сгорания, заметно возбуждены лишь нижние колебательные уровни молекул CO_2 , N_2 , CO и деформационные колебания H_2O . Возбуждением других типов колебаний H_2O и H_2 можно пренебречь в силу

больших величин колебательных квантов. В рассматриваемых условиях наиболее вероятны следующие каналы столкновительной релаксации



Здесь M — любая из частиц CO_2 , N_2 , CO , H_2O , H_2 .

Основные сведения о вероятностях процессов (1)–(14) содержатся в работах [1–9]. Большинство из вероятностей рассматриваемых процессов в настоящее время хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. Исключение составляют только некоторые реакции (например, (5), (8), (12)), которые следует анализировать более тщательно при расчетах.

Для реакции обмена колебательными квантами между молекулами CO и H_2O экспериментальных данных нет. В работе предполагается, что константы скоростей реакций (4) и (5) совпадают. Затруднения вызывает и выбор константы скорости реакции (8) для $M = \text{H}_2\text{O}$. В смесях с большим содержанием паров воды эта константа оказывает решающее влияние на результаты, определяя заселенность верхнего лазерного уровня молекулы CO_2 . Имеющиеся экспериментальные исследования относятся преимущественно к диапазону температур $T \leq 1000 \text{ К}$. В представляемых расчетах использовалась аппроксимация, приведенная в [2].

Переход колебательной энергии в поступательную осуществляется за счет процессов (12)–(14). Скорости этих процессов в основном изучены хорошо. Исключение составляет реакция (12) с $M = \text{H}_2\text{O}$. Результаты измерений константы скорости в столкновениях с парами воды относятся к узкому интервалу температур и противоречивы. Не представляется возможным надежно установить даже характер температурной зависимости. Однако из-за высокой скорости дезактивации деформационных колебаний молекулы CO_2 в столкновениях с H_2O температура T_2 (ν_2 -колебаний) близка к поступательной; поэтому выбор константы не оказывает существенного влияния на релаксационный процесс в смесях с большим содержанием паров H_2O .

Реакция (14) исследовалась экспериментально в работах [7–9], где установлено, что она протекает с достаточно большой скоростью,

и поэтому такой канал релаксации должен быть учтен. Высокая скорость процесса (14) объясняется колебательно-вращательным обменом с последующей быстрой релаксацией вращательной энергии H_2 . Существующие экспериментальные сведения о дезактивации колебательных уровней азота в столкновениях с водородом [1] показывают, что аналогичной реакцией дезактивации азота можно пренебречь.

2. Интегрирование системы уравнений газовой динамики совместно с уравнениями релаксации колебательной энергии каждой моды проводилось численно по неявной схеме. Расчеты выполнены для течения в плоских логарифмических соплах [10], обеспечивающих быстрое начальное расширение и, следовательно, эффективное замораживание колебательных температур асимметричного типа колебаний CO_2 (v_3 -моды), колебаний N_2 (v_4 -моды) и CO (v_5 -моды). Сопла с профилем такого типа предпочтительны для смесей с большим содержанием паров H_2O , какими являются продукты сгорания углеводородов. Высокая концентрация H_2O (и H_2) обеспечивает быструю релаксацию нижнего лазерного уровня, в то время как резкое расширение дает возможность сохранить достаточную для образования инверсии заселенность верхнего лазерного уровня.

Численные расчеты для смеси $CO_2-N_2-CO-H_2O-H_2$ проводились в широком диапазоне изменения параметров торможения и концентраций различных компонентов. На рис. 1, а-в приведены распределения показателя усиления $K_v(x)$ по длине при расширении смеси 10% $CO_2-60\% N_2-20\% CO-5\% H_2O-5\% H_2$ в сопле с высотой критического сечения $r_0=0,02$ см и степенью расширения $A/A_* = 50$. Кривые 1-8 отвечают расчетам с различными значениями температуры торможения: $T_0=3000, 2800, 2600, 2400, 2200, 2000, 1800, 1600$ К. Оптимальные параметры торможения составляют: $T_0 \sim 2000$ К, $p_0 \sim 20$ атм.

Расчеты для других составов в пределах изменения относительных концентраций компонентов $0,02 \leq \alpha^{(1)} \leq 0,1$, $0,5 \leq \alpha^{(2)} + \alpha^{(3)} \leq 0,8$, $0,02 \leq \alpha^{(4)} \leq 0,15$, $0,01 \leq \alpha^{(5)} \leq 0,15$ (величины $\alpha^{(j)}$ при $j=1 \div 5$ обозначают относительные концентрации молекул CO_2, N_2, CO, H_2O, H_2 соответственно) показывают, что оптимальная температура слабо зависит от состава смеси и от давления торможения. Оптимум по температуре меняется с условиями расширения. Зависимость оптимальной температуры от степени расширения для плоского логарифмического сопла приведена на рис. 2.

Оптимальное давление торможения зависит в сильной степени не только от характеристик сопла, но и от концентраций компонентов смеси, определяющих основные скорости релаксации. На рис. 3, 1, 2 показана зависимость оптимального давления торможения от высоты критического сечения сопла для смесей 10% $CO_2-63\% N_2-20\% CO-2\% H_2O-5\% H_2$ и 10% $CO_2-50\% N_2-20\% CO-10\% H_2O-10\% H_2$ соответственно. Повышение концентрации паров H_2O и H_2 оказывает су-

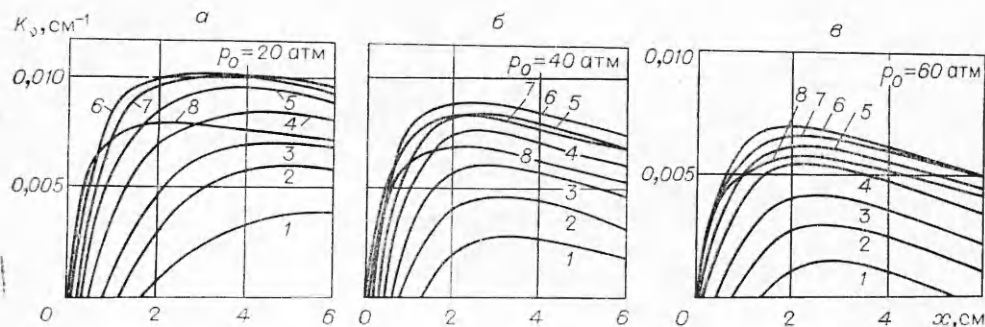


Рис. 1.

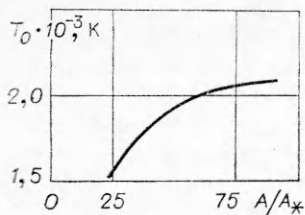


Рис. 2.

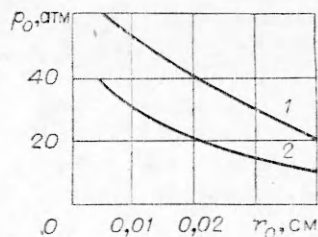


Рис. 3.

шественное влияние на величину оптимального давления торможения.

Остановимся на вопросе о влиянии концентрации различных компонентов на величину усиления в ГДЛ. В настоящее время хорошо установлена роль таких примесей, как H_2O и N_2 . Пары воды эффективно дезактивируют нижний лазерный уровень, поддерживая температуру деформационных колебаний (ν_2 -моды), близкой к поступательной. Скорость релаксации верхнего лазерного уровня в столкновениях с H_2O также велика. Это накладывает ограничения на допустимые концентрации паров воды в лазерных смесях. Молекулы N_2 являются резервуаром колебательной энергии, так как при температурах ниже ~ 1000 К обмен квантами $\nu_4 \rightarrow \nu_3$ становится единственным каналом релаксации колебательной энергии, запасенной в азоте. Оптимальное содержание N_2 в смеси обычно превышает 50% и возрастает с увеличением давления. Молекула CO , обладая близким по величине квантом с ν_3 - и ν_4 -типами колебаний, ведет себя в таких смесях аналогично азоту [5] — при температурах ниже ~ 1000 К колебательная энергия, запасенная в CO , релаксирует к равновесному значению путем передачи энергии в ν_4 - и ν_3 -моды с последующим переходом в деформационную моду CO_2 .

Концентрации CO_2 , H_2O и N_2 в оптимальных смесях невелики. Представляет интерес определить наиболее благоприятные соотношения между концентрациями этих компонентов в лазерных смесях и зависимость показателя усиления от этих концентраций. На рис. 4, а, б приведены результаты расчетов показателя усиления смеси $CO_2-N_2-CO-H_2O-N_2$, расширяющейся в сопле с $r_0=0,02$ см и $A/A^*=50$. Относительные концентрации N_2 и CO постоянны и равны соответственно $\alpha^{(2)}=0,6$ и $\alpha^{(3)}=0,2$. Относительные концентрации CO_2 , H_2O и N_2 варьировались в пределах $\alpha^{(1)}+\alpha^{(4)}+\alpha^{(5)}=0,2$. Кривые на рис. 4 соответствуют постоянным значениям показателя усиления (в единицах 10^{-2} см $^{-1}$), взятым при оптимальной температуре торможения потока в максимуме распределения $K_v(x)$.

Из рассмотрения рис. 4 следует, что оптимальный по T_0 и x показатель усиления увеличивается с уменьшением концентрации H_2O , до-

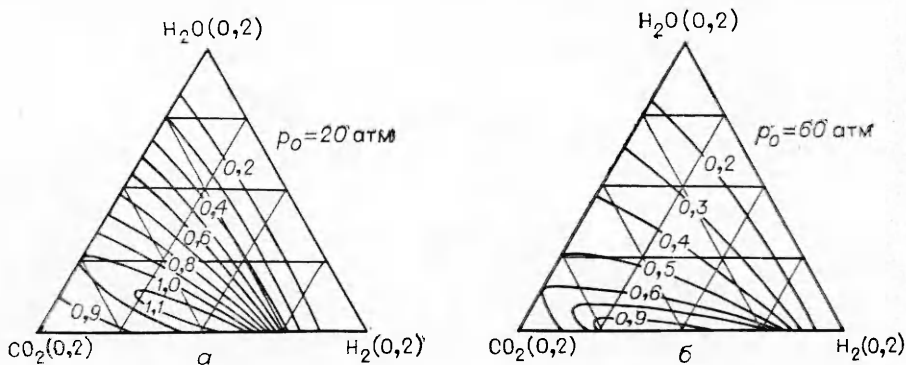


Рис. 4.

стигая максимальных значений при относительных концентрациях паров воды $\alpha^{(4)} \leq 0,05$ и концентрациях водорода $\alpha^{(5)} \leq 0,15$. Характер зависимости показателя усиления от концентрации H_2O и H_2 различный — наличие водорода в пределах $0,025 \leq \alpha^{(5)} \leq 0,175$ обеспечивает даже в отсутствие паров воды практически полную релаксацию деформационных колебаний CO_2 и значительное усиление в системе.

Влияние концентрации H_2O на показатель усиления более сильное, область оптимальных концентраций паров воды, при которых наблюдается большое усиление, значительно уже и резко уменьшается с ростом давления торможения потока. Зависимость показателя усиления потока от концентрации молекул CO_2 практически линейная при небольших концентрациях: при $p_0 \leq 30$ атм $\alpha^{(1)} \leq 0,1$; с повышением давления область линейной зависимости от $\alpha^{(1)}$ уменьшается.

Таким образом, анализ условий расширения пятикомпонентной смеси в логарифмическом сопле показывает, что в процессе релаксации могут быть достигнуты величины показателя усиления $\sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ при давлениях торможения смеси порядка нескольких десятков атмосфер, $T_0 \sim 2000 \text{ К}$ и концентрациях компонентов, заключенных в следующих пределах: $0,05 \leq \alpha^{(1)} \leq 0,15$, $\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)} \sim 0,8$, $\alpha^{(4)} \leq 0,05$, $0,05 \leq \alpha^{(5)} \leq 0,15$.

3. Большой интерес представляет оценка мощности генерации, исследование зависимости мощности от параметров потока и резонатора, определение оптимальных условий работы ГДЛ. Анализ характеристик ГДЛ на CO_2 [11—17], проведенный в приближении геометрической оптики для плоскопараллельных резонаторов, показывает, что в обычных условиях генерации справедливо предположение о постоянстве поступательной температуры вдоль потока в резонаторе. Поступательная температура смеси, входящей в резонатор, как правило, составляет величину $\sim 300\text{—}400 \text{ К}$. При таких температурах, как следует из анализа скоростей элементарных процессов (1)—(14), определяющими релаксацию становятся реакции (1)—(3), (6), (8), (12) и (13). При давлениях торможения $p_0 \geq 10$ атм и концентрациях H_2O и H_2 , превышающих 1—2%, характерная длина релаксации деформационных колебаний молекул CO_2 и H_2O составляет $\leq 1 \text{ см}$. Обычно длина резонатора существенно превышает это значение, поэтому можно считать колебания ν_2 и ν_6 -мод находящимися в равновесии с поступательной температурой газа. Таким образом, в рассматриваемых условиях столкновительная релаксация колебательной энергии в резонаторе определяется реакциями одноквантового колебательного обмена (1)—(3) и реакциями дезактивации асимметричных колебаний CO_2 (8) в столкновениях с H_2O и H_2 .

Предполагая все $\epsilon_i \ll 1$ (ϵ_i — среднее число колебательных квантов i -й колебательной степени свободы, отнесенные к одной молекуле CO_2) в резонаторе и объединяя колебания ν_4 - и ν_5 -мод в один резервуар ($\epsilon_4 \approx \epsilon_5$), получим для описания релаксации в резонаторе систему линейных уравнений

$$\frac{d\epsilon_3}{dx} = \frac{N}{u} \left[- (K_{3,\Sigma}^{(4)} \alpha^{(4)} + K_{3,\Sigma}^{(5)} \alpha^{(5)}) (\epsilon_3 - \bar{\epsilon}_3) + \right. \\ \left. + K_{4,3} (\alpha^{(2)} + \alpha^{(3)}) (\epsilon_4 - \epsilon_3) \right] - \frac{K_{\nu} I}{Nu \alpha^{(1)} n \nu}, \quad (15)$$

$$\frac{d\epsilon_4}{dx} = - \frac{N}{u} K_{4,3} \alpha^{(1)} (\epsilon_4 - \epsilon_3). \quad (16)$$

Здесь N — число частиц в 1 см^3 ; u — скорость потока; I — интенсивность излучения внутри резонатора; $K_{4,3}$ — константа скорости обмена квантами между ν_4 - и ν_3 -типами колебаний; $K_{3,\Sigma}^{(4)}$ и $K_{3,\Sigma}^{(5)}$ — константы скоростей реакции (8) в столкновениях с H_2O и H_2 соответственно.

Следуя [16], предположим, что распределение интенсивности внутри резонатора заранее задано, и для простоты будем считать, что $I = \text{const}$.

Приравнивая полное усиление и полные потери излучения, получим условие стационарной генерации

$$2 \frac{L}{W} \int_0^W K_v dx = \ln(1/r), \quad (17)$$

где r — эффективный коэффициент отражения зеркал резонатора; L — длина резонатора вдоль распространения излучения; W — размер резонатора вдоль потока газовой смеси.

Подставляя решение системы (15) и (16) в условие стационарной генерации (17), получим уравнение для определения интенсивности излучения в резонаторе

$$\frac{1-r}{2} \frac{W}{LK_{v0}} = \frac{(\alpha^{(2)} + \alpha^{(3)})}{\alpha^{(1)}b} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{\alpha^{(1)}}{(\alpha^{(2)} + \alpha^{(3)})} \frac{bt}{(b+t)} W \right] \right\} + \frac{b}{(b+t)^2} \{ 1 - \exp - (b+t) W \}. \quad (18)$$

Здесь

$$t = \frac{N}{u} K_{4,3} (\alpha^{(2)} + \alpha^{(3)}); \quad b = \frac{N}{u} (K_{3,\Sigma}^{(4)} \alpha^{(4)} + K_{3,\Sigma}^{(5)} \alpha^{(5)}) + \frac{K_{v0} l}{Nu \alpha^{(1)} h \nu c_{30}}$$

индексами 0 отмечены значения величин на входе в резонатор.

Мощность P излучения, выходящего из резонатора с коэффициентом потерь на зеркалах a , определяется выражением

$$P = WHI \cdot (1 - r - a) / 2, \quad (19)$$

где H — размер резонатора в направлении, перпендикулярном распространению излучения и направлению движения газовой смеси. Анализ выражений (18) и (19) показывает, что P увеличивается с ростом L , ϵ_{30} и u . Зависимости мощности от длины резонатора вдоль потока W и коэффициента отражения r имеют максимумы. Оценки показывают, что для условий работы газодинамического лазера с $L=50$ см оптимальная длина резонатора должна составлять 10—20 см, а коэффициент отражения $r \sim 0,8-0,9$.

Типичные зависимости мощности от W и r представлены на рис. 5. Данные относятся к смеси состава 10% CO_2 — 63% N_2 — 20% CO — 5% H_2O — 2% H_2 , расширяющейся предварительно в сопле с $r_0=0,02$ см до $A/A_* = 50$; начальные параметры торможения: $p_0 = 20$ атм, $T_0 = 2000$ К; резонатор с $L = 50$ см и $H = 10$ см располагался на расстоянии 5 см от критического сечения сопла.

Как следует из (18), при малых W интенсивность излучения практически не зависит от W , а мощность, снимаемая со всего объема резонатора, пропорциональна W (см. рис. 5, 1). С ростом W мощность достигает своей максимальной величины при $W \sim 10-20$ см. Дальнейшее падение в рамках модели резонатора с постоянной интенсивностью обусловлено возрастанием роли потерь колебательной энергии в резонаторе за счет столкновительной дезактивации верхнего лазерного уровня. Следует ожидать, что оптимальные размеры W резонатора будут увеличиваться с ростом L , ϵ_{30} , u и уменьшаться с увеличением $\alpha^{(4)}$ и $\alpha^{(5)}$.

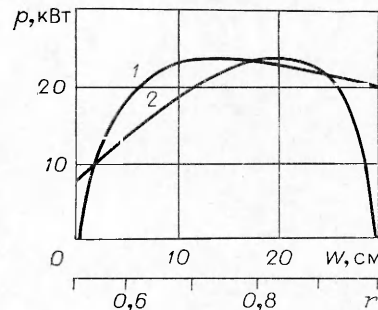


Рис. 5.

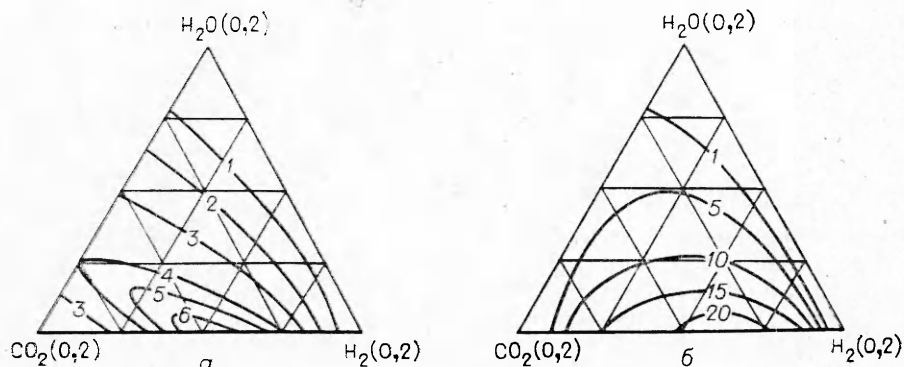


Рис. 6.

Зависимость мощности от коэффициента отражения зеркал представлена на рис. 5, 2. Положение резкого спада мощности при $r \rightarrow (1-a)$ определяется величиной потерь a . В данном случае принято $a=0,01$. Оптимальные значения коэффициента отражения так же, как и оптимальные значения W , зависят от параметров резонатора и потока. Из анализа выражения (18) нетрудно получить, что оптимальный коэффициент отражения уменьшается с ростом K_{v0} , L , u и увеличивается с уменьшением потерь a .

Представляет интерес зависимость мощности выходящего излучения от состава смеси. На рис. 6 приведены результаты расчетов мощности для резонатора с $L=50$ см, $W=10$ см, $H=10$ см, $r=0,9$, и $a=0,01$, расположенного на расстоянии 5 см от критического сечения сопла. Кривыми обозначены уровни постоянного значения мощности, снимаемой с 1 см³ (в единицах Вт/см³). Данные на рис. 6, а соответствуют генерации в смесях с $p_0=20$ атм, $\alpha^{(2)}=0,6$, $\alpha^{(3)}=0,2$, $\alpha^{(1)}+\alpha^{(4)}+\alpha^{(5)}=0,2$, показатели усиления для которых представлены на рис. 4, а. На рис. 6, б приведены аналогичные зависимости от концентраций $\alpha^{(1)}$, $\alpha^{(4)}$, $\alpha^{(5)}$ удельной мощности для потоков с $p_0=60$ атм, картина усиления для которых представлена на рис. 4, б. Видно, что области оптимальных составов смеси для получения наибольших значений показателя усиления и удельной мощности различаются, причем различие возрастает с увеличением давления. Расчеты показывают, что в области существования генерации удельная мощность слабо зависит от температуры торможения смеси при $T_0 \sim 2000$ К, причем для показателя усиления и для мощности оптимум по T_0 , как правило, почти совпадает. По давлению торможения оптимальные области могут резко различаться, при этом различия в сильной степени зависят от состава смеси. Максимальные мощности, получаемые в рассматриваемых условиях, достигаются в смесях с $p_0 \approx 50$ атм при концентрациях компонентов, лежащих в пределах $0,05 \leq \alpha^{(1)} \leq 0,1$, $\alpha^{(2)} + \alpha^{(3)} \geq 0,8$, $\alpha^{(4)} \leq 0,02$, $0,05 \leq \alpha^{(5)} \leq 0,1$, и составляют ~ 20 Вт/см³.

Поступила в редакцию
27/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Taylor, S. Bitterman. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 26.
2. Б. Ф. Гордиев, А. И. Осипов и др. УФН, 1972, 108, 4, 655.
3. С. А. Лосев. ФГВ, 1976, 12, 2, 163.
4. А. С. Бирюков, Ю. А. Кулагин, Л. А. Шелепин. Препринт ФИАН, № 105. М., 1975.

5. А. С. Дьяков, А. К. Пискунов, Е. И. Черкасов. Квантовая электроника, 1975, 2, 7, 1419.
6. J. A. Blauser, G. R. Nikerson. AIAA Paper, № 76-536.
7. D. J. Miller, R. C. Millikan. J. Chem. Phys., 1970, 53, 8, 3384.
8. W. H. Green, J. K. Hancock. J. Chem. Phys., 1973, 59, 8, 4326.
9. D. F. Stagg, J. K. Hancock, W. H. Green. J. Chem. Phys., 1974, 61, 12, 5421.
10. Г. И. Козлов, В. Н. Иванов и др. ЖЭТФ, 1975, 68, 5, 1647.
11. Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева. ПМТФ, 1972, 5, 23.
12. А. И. Ананькин. Квантовая электроника, 1975, 2, 1, 148.
13. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. Квантовая электроника, 1976, 3, 5, 960.
14. Брунне, Милевский и др. РТК, 1976, 14, 3, 77.
15. T. A. Cool. J. Appl. Phys., 1969, 40, 9, 3563.
16. А. А. Веденов, А. П. Напартович. Теплофизика высоких температур. 1974, 12, 5, 952.
17. В. П. Пименов, Н. Б. Родионов, В. А. Щеглов. Квантовая электроника, 1977, 4, 2, 355.

МЕХАНИЧЕСКАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПАСТООБРАЗНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ МАТЕРИАЛОВ. I. ЗАРЯДЫ СО СПЛОШНОЙ СТРУКТУРОЙ

А. В. Дубовик, В. Л. Боднева, А. А. Денисаев

(Москва)

По типу механического поведения некоторые взрывчатые вещества и пороха относятся к неньютоновским жидкостям, характерная особенность которых состоит в наличии малого по величине предела прочности (текучести) и нелинейной зависимости между девиатором напряжений s_{ij} и тензором скоростей деформации сдвига ξ_{ij} . Часто указанную связь представляют в виде степенного закона [1]

$$s_{ij} = 2m |2\xi_{ki}\xi_{ik}|^{(n-1)/2} \xi_{ij}, \quad (1)$$

где m — показатель консистенции жидкости; n — индекс неньютоновского поведения. В частном случае при $n=1$ из (1) получается ньютоновское реологическое уравнение для жидкого вещества.

Жидкость с псевдопластическим поведением, кажущаяся вязкость которой $\mu_a = m |2\xi_{ki}\xi_{ik}|^{(n-1)/2}$ убывает с ростом скорости сдвига, соответствует $n < 1$. При $n > 1$ рассматриваемая модель описывает механическое поведение дилатантных жидкостей.

Вискозиметрическими исследованиями установлено, что большинству ПВМ — пастообразным взрывчатым материалам (пластичные взрывчатые составы, неотвержденные топливные массы, пастообразные смесевые топлива и др.) — присущ псевдопластический тип течения с показателем $n \approx 0,4 \div 0,6$. Ниже приведены экспериментальные данные для кажущейся вязкости модельного пастообразного топлива на основе перхлората аммония (80%), алюминия (5%) и связки в виде бутилкаучука, пластифицированного трансформаторным маслом (состав ПТ-М), полученные при 20°C.

$\xi, \text{ c}^{-1}$	0,001	0,03	0,1	0,3	1,0	3	10
$\mu_a, 10^4 \text{ Пз}$	8,4	5,5	3,25	2,0	1,1	0,65	0,37

Зависимость $\mu_a(\xi)$ аппроксимируется степенной функцией вида

$$\mu_a = m |\xi|^{n-1}$$

с показателем $n=0,55$ и множителем $m=10\,600 \text{ Пз} \cdot \text{c}^{-0,45}$. Величина n